

ТЕРМОИОНИЗАЦИЯ *E*-ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ, УСКОРЕННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ, И ОСОБЕННОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В НИЗКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г.

Исследована зависимость скорости термоионизации e для E -центров (комплекс вакансии+фосфор) в кремнии от электрического поля \mathcal{E} . Показано, что при $3 \cdot 10^4 < \mathcal{E} < 2.3 \cdot 10^5$ В/см облегчение термоионизации полем обусловлено туннелированием, ускоренным фононами, что согласуется с теорией. Логарифм отношения скорости термоионизации к ее значению при $\mathcal{E}=0$ равен $K\mathcal{E}^2$, где $K=(0.4 \pm 0.05) \cdot 10^{-10}$ (В/см) $^{-2}$ для интервала 180—195 К.

Идентификацию глубоких центров в низкоомных полупроводниках по температурной зависимости $e(T)$ можно осуществить путем экстраполяции зависимости $e(\mathcal{E})$ к $\mathcal{E}=0$ при различных температурах. Зависимость $e(\mathcal{E})$ может быть использована как дополнительный отличительный признак глубокого центра.

Термоионизация глубоких центров (ГЦ) в полупроводниках, ускоренная электрическим полем, рассматривается в ряде работ [1-6]. По зависимости постоянной времени релаксации заполнения ГЦ от поля $\tau(\mathcal{E})$ можно определить ряд параметров ГЦ, в частности вид потенциального барьера и зарядовое состояние. С другой стороны, зависимость $\tau(\mathcal{E})$ можно использовать как дополнительный отличительный признак для идентификации ГЦ в низкоомных полупроводниках (основным отличительным признаком является температурная зависимость $\tau(T)$ [7, 8]). В работах [2, 3, 5] исследована зависимость $e(\mathcal{E})$ (где $e = \tau^{-1}$) для A -центров (комплекс вакансии+кислород) и для акцепторного уровня золота в кремнии.

В низкоомном n -кремнии, легированном фосфором, одним из основных радиационных дефектов (РД), ответственных за рекомбинацию неосновных носителей заряда (ННЗ), является E -центр (комплекс вакансии+фосфор).

Цель настоящей работы — исследование ускоренной полем термоионизации E -центров и обобщение емкостного метода идентификации ГЦ применительно к низкоомным полупроводникам.

Образцы группы 1. $p^+ - n$ -Диоды изготовлены эпитаксиальным наращиванием n -Si(P) на p^+ -подложку с удельным сопротивлением $\rho \approx 0.005$ Ом·см. Концентрация фосфора (по $C-V$ -характеристикам) $N_M = 10^{16}$ см $^{-3}$. Облучены ^{60}Co , доза $7.4 \cdot 10^{18}$ γ -квантов.

Образцы группы 2. Диоды Шоттки изготовлены из n -Si(P), $N_M = 1.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, доза $3.8 \cdot 10^{18}$ γ -квантов. Барьер Шоттки создавался после облучения напылением золота ($T < 100$ °C).

Эксперимент был выполнен методами емкостной спектроскопии [9]. Введение РД контролировалось по спектрам DLTS [10]. Зависимость $\tau(\mathcal{E})$ измерялась методом двойной изотермической релаксации емкости (ДИРЕ) [11]. Образец поочередно переключался от обратного напряжения $V = V_1$ (рис. 1) до $V = V_2 > V_1$ и от $V_1 + \Delta V$ до V_2 ; при этом измерялись, записывались в память ЭВМ и анализировались временные зависимости емкости после каждого из этих переключений $C(t)$, $C^*(t) = C(t) + \Delta C(t)$ и их разность $\Delta C(t)$.

При $\Delta V \ll V_2$ можно считать поле одинаковым в слое ΔW_{n1} . В этом случае при $N_T \ll N_M$ справедлива формула [11]

$$N_{\Gamma}(W_{n1}) W_{n1} \Delta W_{n1} \exp \left[-\frac{t}{\tau(W_{n1})} \right] = N_M \frac{(\epsilon_0 S)^2}{C_c^3} \Delta C(t), \quad (1)$$

где $N_{\Gamma}(W_{n1})$, $\tau(W_{n1})$ — концентрация ГЦ и τ при $x=W_{n1}$; W_{n1} — точка пересечения квазиуровня Ферми F_n и уровня ГЦ E при $V=V_1$; $W_{n1}+\Delta W_{n1}$ — то же при $V=V_1+\Delta V$; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника; S — площадь p - n -перехода; C_0 — стационарное значение емкости при $V=V_2$. Таким образом, $\Delta C(t)$ — экспонента с постоянной времени $\tau(W_{n1})$. Варьируя значение V_1 , можно определить зависимость τ от координаты, а следовательно, и от поля.

Можно показать, что при ΔV и V_2 одного порядка справедливо соотношение

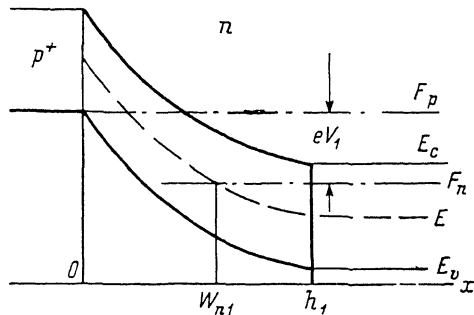


Рис. 1. p^+ - n -Переход при обратном напряжении V_1 .

h_1 — толщина p^+ - n -перехода, F_n , F_p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок

$$\int_{y_1}^{y_2} y \exp(-e_0 t \Phi[\mathcal{E}(y)]) dy = F(t), \quad (2)$$

где $y=x/h$, $y_1=W_{n1}/h$, $y_2=(W_{n1}+\Delta W_{n1})/h$, e_0 — значение e при $\mathcal{E}=0$, $\Phi(\mathcal{E})$ — функция, характеризующая зависимость e (\mathcal{E}), при $\mathcal{E}=0$ $\Phi(\mathcal{E})=1$,

$$F(t) = 0.5 (y_2^2 - y_1^2) \frac{\Delta C(t)}{\Delta C(0)}, \quad (3)$$

$\Delta C(0)$ — значение $\Delta C(t)$ при $t=0$, h — стационарное значение толщины p - n -перехода при $V=V_2$.

Измерительная установка описана в работе [12]. В программе для ЭВМ были предусмотрены выдержка времени при заданной температуре перед началом измерений, повышение точности измерений путем накопления сигнала, а также вычисление и наблюдение на экране осциллографа зависимости

$$\ln[\Delta C(t)] = f(t). \quad (4)$$

При $\Delta V \ll V_2$ значения τ и $\Delta C(0)$ определялись из зависимости (4), которая аппроксимировалась прямой по методу наименьших квадратов. При ΔV и V_2 одного порядка значение $\Delta C(0)$, входящее в $F(t)$, определялось путем аппроксимации первых 5—6 значений $C(t)$ полиномом 3-й степени.

Результаты измерений и их обсуждение. Для образцов группы 1 измерения скорости термоионизации были выполнены в интервале температур 180—195 К при изменении поля от $0.3 \cdot 10^6$ до $2.3 \cdot 10^5$ В/см. V_1 варьировалось от 1 до 32 В, $\Delta V_2 = 1 \div 2$ В и $V_2 = 35$ В, т. е. $\Delta V \ll V_2$. Относительное изменение $\mathcal{E}(x)$ в слое ΔW_{n1} не превышало 9%. $C(t)$ измерялось при 18 значениях t , каждое измерение повторялось по 800 раз. Зависимость (4) близка к прямой. Диапазон постоянных времени $\tau = 0.1$ —8.0 с.

Для обработки результатов измерений были использованы известные положения теории [4, 13-17]. Использование формул работ [4, 15-17] требует трудоемких численных расчетов. Кроме того, согласно работе [13], формулы работы [4] некорректны для слабых полей. Нами были использованы формулы работ [13, 14], удобные для сравнения с экспериментом. В этих работах даны также критерии сильного и слабого полей. В сильных полях ионизация ГЦ имеет в основном характер холодной эмиссии, подверженной влиянию взаимодействия электрона с колебаниями ядра. Для очень сильных полей справедливо соотношение

$$e \sim \exp(-D/\mathcal{E}), \quad (5)$$

где D — параметр ГЦ.

В слабых полях ионизация ГЦ — термоионизация, облегченная полем. Для притягивающих ГЦ влияние эффекта Пула—Френкеля (снижение потенциального барьера) и влияние туннелирования, ускоренного фононами, могут быть одного порядка [14, 15].

Для нейтральных же ГЦ снижение потенциального барьера происходит лишь благодаря поляризованному потенциалу [18], оно значительно меньше, чем для притягивающих ГЦ. Поэтому основную роль в облегчении термоионизации полем играет туннелирование, ускоренное фононами. В этом случае справедлива формула [14]

$$e = e_0 \exp [K \mathcal{E}^2]. \quad (6)$$

Поскольку E -центр является акцептором [19, с. 187], зависимости $e(\mathcal{E})$ сравнивались с формулами (5) и (6): на рис. 2 эти зависимости построены в координатах $\ln e$, \mathcal{E}^2 и $\ln e$, $1/\mathcal{E}$. Зависимость $e(\mathcal{E})$ не описывается формулой (5) для очень сильных полей [$\ln e = f(1/\mathcal{E})$ — не прямая], но хорошо описывается фор-

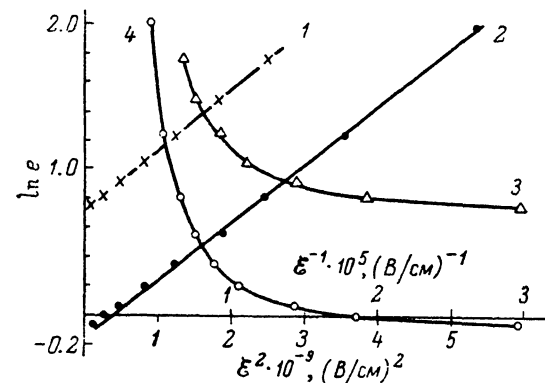


Рис. 2. Зависимость $\ln e$ от поля для E -центров. 1, 2 — $\ln e = f(\mathcal{E}^2)$; 3, 4 — $\ln e = f(1/\mathcal{E})$. T , К: 1, 3 — 195; 2, 4 — 189.

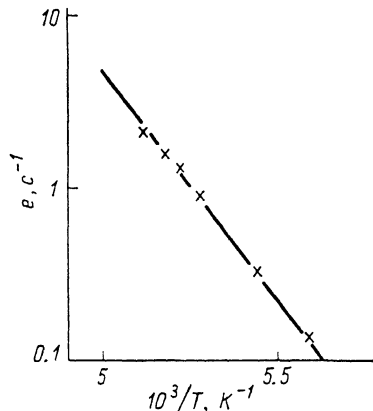


Рис. 3. Зависимость Аррениуса для E -центров при $\mathcal{E}=0$.

Сплошная линия — данные работы [20], крестики — наши результаты.

мулой (6) для слабых полей. Прямая $\ln e$, \mathcal{E}^2 отсекает на оси y отрезок, равный $\ln e_0$, а тангенс угла ее наклона равен K . Зависимость $e_0(T)$ для наших образцов совпадает с аналогичной зависимостью для E -центров в работе [20] (рис. 3). В интервале 180—195 К имеем $K = (0.4 \pm 0.05) \cdot 10^{-10} (\text{В/см})^{-2}$. Далее, используя формулы (2) и (4) работы [14] и принимая в формуле (4) $B=1$, определяем постоянную времени туннелирования «ядра» $\tau = 0.5 \cdot 10^{-13}$ с и параметр A , входящий в формулу (4): $A \approx 0.8 \cdot 10^{-2} \text{ К}^{-1}$.

Для образцов группы 2 (диоды Шоттки) максимальное обратное напряжение не превышает 6 В. Поэтому условие $\Delta V \ll V_2$ не могло быть выполнено. Измерения выполнялись при $V_1=0.5$ В, $V_1+\Delta V=5.5$ В и $V_2=6$ В, $T=189, 193, 195$ К, после чего вычислялась остаточная дисперсия расчетного и экспериментального значений переходного процесса:

$$S^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left[\int_{y_1}^{y_2} y \exp \{-e_0 t_i; \exp [K \mathcal{E}_M^2 (1 - y^2)]\} dy - F(t_i) \right]^2, \quad (7)$$

где m — число измеренных значений $C(t_i)$, \mathcal{E}_M — максимальное поле. Минимум S^2 определялся подбором значений e_0 и K методом прямого поиска [21, с. 389]. При $T=195, 193$ и 189 К имеем $K = (0.36 \pm 0.08) \cdot 10^{-10} (\text{В/см})^{-2}$ и $e_0 = 2.05, 1.63, 0.87 \text{ с}^{-1}$ соответственно, т. е. значения e_0 и K хорошо совпадают с полученными ранее значениями для образцов группы 1.

Таким образом, для сравнения экспериментальной зависимости $e(\mathcal{E})$ с теоретической, а также для сравнения экспериментальных зависимостей $e(\mathcal{E})$ известного и неизвестного ГЦ с целью идентификации можно использовать

метод ДИРЕ как при $\Delta V \ll V_2$, так и при ΔV порядка V_2 . Сравнение по минимуму остаточной дисперсии при ΔV порядка V_2 целесообразно при малой концентрации ГЦ и (или) при малых допустимых обратных напряжениях.

На основании вышеизложенного сделаем следующие выводы.

1. Для E -центров в кремнии в интервале полей $0.3 \cdot 10^5 < \mathcal{E} < 2.3 \cdot 10^5$ В/см логарифм отношения скорости термоионизации к ее значению при $\mathcal{E}=0$ равен $K\mathcal{E}^2$, где $K=(0.4 \pm 0.05) \cdot 10^{-10}$ (В/см) $^{-2}$ при $180 < T < 195$ К. Такая зависимость показывает, что облегчение термоионизации обусловлено туннелированием, ускоренным фононами.

2. Идентификацию глубоких центров в низкоомных полупроводниках по зависимости $e(T)$ можно осуществить путем экстраполяции зависимости $e(\mathcal{E})$ к $\mathcal{E}=0$ при различных температурах. Зависимость $e(\mathcal{E})$ может быть использована как дополнительный отличительный признак глубокого центра.

Авторы выражают признательность В. Б. Шуман и А. С. Зубрилову за предоставленные $p^+ - n$ -диоды, Н. М. Шмидт за изготовление диодов Шоттки, а также М. А. Литовскому и Е. Д. Горнушкиной за облучение образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Herman J. M., Sah C. T. — Phys. St. Sol., 1972, v. A14, N 2, p. 405—415.
- [2] Tash A. F., Sah C. T. — Phys. Rev., 1970, v. B1, N 2, p. 800—809.
- [3] Komarov B. A., Sopryakov V. I. — Phys. St. Sol., 1981, v. A66, N 1, p. 139—147.
- [4] Makram-Ebeid A., Lannoo M. — Phys. Rev., 1982, v. B25, N 10, p. 6406—6434.
- [5] Irmischer K., Kloose H., Maas K. — Phys. St. Sol., 1983, v. A75, N 1, p. K25—K28.
- [6] Lagovsky J., Lin D. V., Gatos H. G. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 1, p. 89—91.
- [7] Берман Л. С., Крейнин Л. Б., Насрединов Ф. С. — ФТП, 1972, т. 6, в. 2, с. 294—299.
- [8] Берман Л. С., Кожухова Е. А., Корнилов Б. В., Соколов В. И. — Зав. лаб., 1974, № 10, с. 1209—1211.
- [9] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [10] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [11] Берман Л. С. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 959.
- [12] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г. — Препринт ФТИ АН СССР, № 974. М., 1985. 15 с.
- [13] Карпус В. И., Перель В. И. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 6 (12), с. 2319—2331.
- [14] Карпус В. И., Перель В. И. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 10, с. 403—405.
- [15] Vincent G., Chantre A., Bois D. — J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 8, p. 5484—5487.
- [16] Marti P. A., Streetman B. G., Hess K. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 12, p. 7409—7415.
- [17] Wang W. L., Li S. S., Lee D. H. — J. Electrochem. Soc., 1986, v. 133, p. 196—199.
- [18] Lax M. — Phys. Rev., 1960, v. 119, N 5, p. 1502—1523.
- [19] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [20] Walker J. W., Sah C. T. — Phys. Rev., 1973, v. 7B, N 10, p. 4587—4605.
- [21] Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М., 1973. 957 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 1.12.1987
Принята к печати 26.07.1988